Differentielle Messung der Inneren Bremsstrahlung von ^{90}Y

(Auszug)

---

von

Hans-Jürgen Trebst

aus Dresden

1966

1966 № 182

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535725_0048

Differentielle Messung der Inneren Bremsstrahlung von ^{90}Y (Auszug)

Inauguraldissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Hans-Jürgen Trebst

aus Dresden

Erlangen, 1966

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Mai 1966
Dekan: Universitätsprofessor Dr.E.Wirth
Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr.R.Fleischmann
Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr.H.Wegener

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung	5
2.	Meßanordnung	8
3.	Messung	10
4.	Auswertung	11
4.1.	Auswertung und Entfaltung	11
4.2.	Fehlerabschätzung	16
4.3.	Theoretische Werte	16
5.	Ergebnisse und Diskussion	17
	Literaturverzeichnis	24

Zusammenfassung

Die Innere Bremsstrahlung (IB) von ^{90}Y wird als Funktion der IB-Energie k, der Elektronenenergie E und des Winkels ϑ doppelt-differentiell gemessen. Es wird bei 22,5°, 30° und 90°, Elektronenenergien von 0,58 bis 2 MeV und IB-Energien von 0,1 bis 1,8 MeV gemessen. Die zufälligen Koinzidenzen werden gleichzeitig mit der Messung aufgenommen. Die Spektren werden mit der Ansprechfunktion des γ-Detektors entfaltet und auf Absorption und Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert. Sie werden verglichen mit theoretischen Spektren nach Knipp, Uhlenbeck und Bloch (KUB) bzw. Lewis und Ford (LF) und nach Felsner und Gebhardt (FG). Sie stimmen weitgehend mit KUB bzw. LF überein. An den hochenergetischen Enden der Spektren sind die Fehler zu groß für einen Vergleich; auch FG kann dort nicht bestätigt werden. Sonst sind keine systematischen Abweichungen von KUB bzw. LF vorhanden.

1. Einleitung

Beim ß-Zerfall eines Atomkerns kann neben dem Elektron auch noch ein γ-Quant ausgesandt werden. Diese γ-Strahlung ist intensitätsschwach und besitzt eine kontinuierliche Energieverteilung. Man kann sich vorstellen, daß sie durch die Beschleunigung des Elektrons bei seiner Erzeugung und Emission entsteht und bezeichnet sie daher als Innere Bremsstrahlung (IB).

Die Theorie der IB folgt dieser Vorstellung, indem sie die IB als Zweistufenprozeß behandelt: Erst erfolgt die Emission eines Elektrons in schwacher Wechselwirkung, dann erzeugt das Elektron in elektromagnetischer Wechselwirkung das IB-Quant. KNIPP und UHLENBECK [1] und BLOCH [2] berechneten die Aussendewahrscheinlichkeit der IB, indem sie ebene Wellen für die Wellenfunktionen der beteiligten Zustände einsetzen. Dadurch wird der Einfluß des Coulombfeldes des Kerns vernachlässigt. Sie finden, daß die Wahrscheinlichkeit der Aussendung von IB beschrieben werden kann durch

$$\phi(k,E,\vartheta)\cdot P(E) \qquad (1.1)$$

wobei ϕ die Übergangswahrscheinlichkeit der IB, k deren Energie , E die ß-Energie und ϑ der Winkel zwischen der Richtung des Elektrons und des IB-Quants ist; P ist die ß-Zerfallswahrscheinlichkeit. P(E) ist für Z=O zu nehmen. Betrachtet man die Energieverteilung S(k) der IB, und bezieht sie auf die Emission eines Elektrons, so hat man zu setzen

$$S(k)/N_{ß} = \iint \phi(k,E,\vartheta).P(E)\cdot d\Omega\cdot dE \Big/ \int P(E)\cdot dE \qquad (1.2)$$

da es einer Integration gleichkommt, wenn eine Variable nicht gemessen wird. Entsprechend hat man z.B. bei einer Messung der Winkelverteilung zu bilden:

$$S(\vartheta) = \iint \ldots dE\cdot dk \quad \text{oder} \quad S(k,\vartheta) = \int \ldots dE \quad \text{usw.} \qquad (1.3)$$

CHANG und FALKOFF [3] zeigten, daß die Darstellung (1.1) bzw. (1.2) mit demselben ϕ auch für ein- oder zweifach verbotene Übergänge eine gute Näherung ist. Der Einfluß des Coulombfeldes wurde erst von LEWIS und FORD [4] berücksichtigt. Auch sie rechnen in Bornscher Näherung und machen Störungsrechnung, wobei sie bis zur 1. Ordnung von αZ gehen. Das Ergebnis der Theorie von LEWIS und FORD (LF-Theorie) ist, daß $P(E) = P(E, Z=0)$ in (1.1) zu ersetzen ist durch ein

$$P(E,Z) = P(E,0) \cdot F(E,Z) \quad . \tag{1.4}$$

Dabei ist $F(E,Z)$ die Entwicklung der Fermi-Funktion bis zu Gliedern 1. Ordnung in αZ: $F(E,Z) = 1 + \pi\alpha Z \cdot \frac{E}{p}$.
Nach LF ergibt sich dann für das IB-Spektrum

$$S(k)/N_\beta = \iint \phi(k,E,\vartheta) \cdot P(E,Z) \cdot dE \cdot d\Omega \Big/ \int P(E,Z) \cdot dE \tag{1.5}$$

Obschon der Faktor $F(E,Z)$ eine kräftige Vergrößerung der einzelnen Integrale bewirkt, hebt sich die Wirkung in Zähler und Nenner weitgehend auf, sodaß das IB-Spektrum nach LF nur um ein paar Prozent über dem nach KUB liegt.

Eine Reihe von Experimenten [5,6], die aber nur kleine Energien k erfaßten, ergaben zumeist brauchbare Übereinstimmung mit KUB. Mit dem Fortschreiten der Technik der γ-Spektroskopie, insbesondere durch die Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit durch größere NaJ(Tl)-Szintillationskristalle, konnten die Messungen des IB-Spektrums zu höheren Energien ausgedehnt werden. Dabei ergab sich teils Übereinstimmung mit KUB bzw. LF, teils liegen die gemessenen Werte um ungefähr 100 % darüber [7,8,9,10]. Man vermutete, daß der Einfluß des Coulombfeldes durch LF nicht genügend berücksichtigt sei.

Eine bessere Berücksichtigung von Coulombeffekten wurde von FELSNER [12] versucht. Anstatt ebener Wellen verwendet er angenäherte Wellenfunktionen für das Elektron mit Coulombfeld. Die Rechnungen von Felsner wurden dann von

GEBHADT [13] auf verbotene ß-Übergänge ausgedehnt. Nach FELSNER-GEBHARDT (FG) ergibt sich für ^{90}Y beispielsweise etwa die zweifache IB-Intensität als nach KUB bei ähnlicher Form des Spektrums.

Weitere Experimente fanden teils Übereinstimmung mit FG [14], teils Übereinstimmung mit KUB bzw. LF [15,16,18]. In vielen Fällen liegen aber die experimentellen Werte für niedrige Energien bei KUB bzw. LF, werden dann größer als diese, sodaß sie bei höheren Energien besser zu FG passen [17,18,19,20,21]. Eine sichere Aussage, ob oder wo die KUB- bzw. LF-Theorie oder die FG-Theorie gilt, war somit bislang nicht möglich.

Durch die Integration in Ausdrücken wie (1.2) oder (1.5) werden die Eigenschaften der IB-Übergangswahrscheinlichkeit $\phi(k,E,\vartheta)$ verschmiert. In der hier vorliegenden Arbeit wurde angestrebt, ϕ über größere Bereiche direkt zu bestimmen, ohne daß der Messung eine Integration innewohnt. Damit sollte es möglich sein, die Ergebnisse besser als bisher zu deuten und Abweichungen zwischen experimentellen und theoretischen Werten zu erklären.

Zur Bestimmung von $\phi(k,E,\vartheta)$ hat man das IB-Photon und das Elektron in Koinzidenz zu messen. Durch die Koinzidenzbedingung können zur Messung der IB-Häufigkeit nur solche Ereignisse beitragen, deren Elektron im ß-Detektor nachgewiesen wird. Man erhält dadurch den absoluten Wert der Übergangswahrscheinlichkeit ohne daß die Aktivität der Quelle extra bestimmt werden müßte. Durch die Koinzidenzbedingung wird bei geeigneter Anordnung der Detektoren ein Beitrag der Äußeren Bremsstrahlung zu der Messung ausgeschlossen. Somit entfallen zwei wesentliche Fehlerquellen früherer Messungen. Ein Nachteil des Verfahrens ist dagegen die geringe Zählrate, die auf einen Parametersatz (k,E,ϑ) entfällt.

2. Meßanordnung

Als Quelle der IB diente ^{90}Y. Das Präparat enthält ca. 150 µc ^{90}Sr + ^{90}Y im säkularen Gleichgewicht. Es befindet sich in einem evakuierten Zylinder aus Plexiglas [14]. Abb. 1 zeigt die Versuchsanordnung.

Die Szintillationsdetektoren sind mit Photomultipliern 56AVP bestückt. Ihre "linearen" Ausgänge (L) führen zu einem zweidimensionalen Vielkanal-Impulshöhenanalysator. Eine Analyse findet aber nur statt, wenn gleichzeitig ein Koinzidenzsignal anliegt. Die Abb. 2 zeigt dazu das Blockschaltbild der gesamten Elektronik.

Für die Auswerteschaltung wurden transistorbestückte Baugruppen entwickelt. Der Koinzidenzkreis ist nach dem Typ einer "schnell-langsam"-Koinzidenzanordnung aufgebaut. Die "schnellen" Ausgänge S der Multiplier führen zu einer schnellen Koinzidenz KoS, die über Impulsformer Uv auf die Koinzidenz Ko wirkt. Im "langsamen" Teil wird für den γ-Zweig eine Schwelle von ca. 100 keV gesetzt, im ß-Zweig werden nur Energien oberhalb der ß-Grenzenergie von ^{90}Sr zugelassen.

Die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen wird gleichzeitig mit den echten Koinzidenzen gemessen. Dazu ist eine zusätzliche schnelle Koinzidenz vorhanden, in deren eine Zuleitung eine so große Verzögerung eingebaut ist, daß keine echten Koinzidenzen mehr möglich sind.

Durch die gleichzeitige Messung der zufälligen Koinzidenzen wird bei diesen langdauernden Messungen viel Meßzeit gespart. Auch vermeidet man damit systematische Fehler, die durch Unterschiede des Verstärkungsfaktors bei der Messung und bei der Aufnahme der zufälligen Koinzidenzen entstehen können.

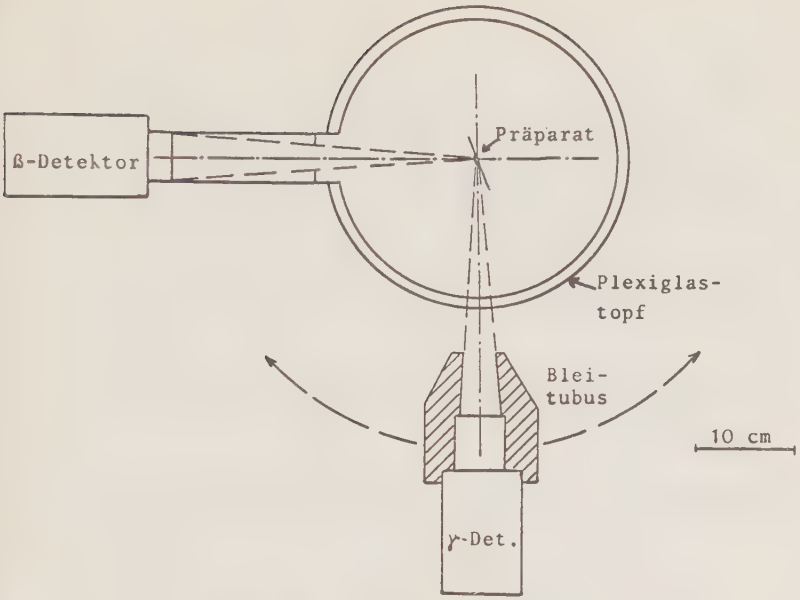


Abb. 1: Schema der Versuchsanordnung

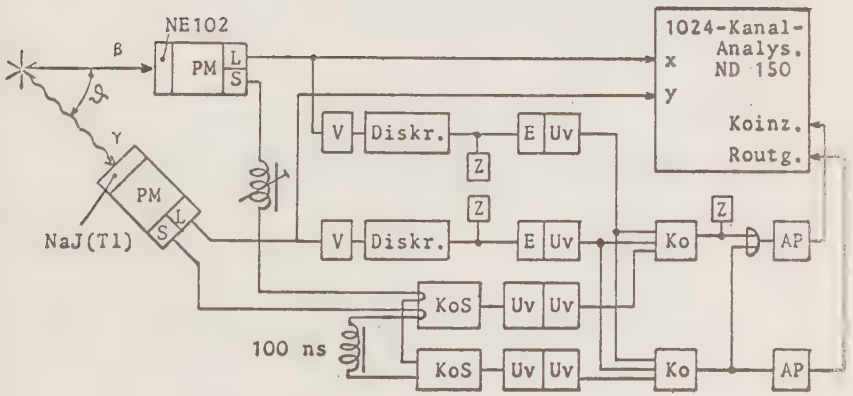


Abb.2: Blockschaltbild der Elektronik

3. Messung

γ-Energien bis etwa 1,8 MeV wurden mit einer Auflösung von 64 Kanälen erfaßt. Zur Verbesserung der Statistik wurden später je 2 Kanäle zusammengefaßt. Der Bereich der ß-Energien von etwa 0,5 MeV bis 2,2 MeV wurde in 8 Kanäle aufgelöst. Eine feinere Auflösung wäre nicht sinnvoll, da die Energieauflösung des Szintillationsdetektors bei 600 keV ca 20% beträgt, und würde nur die Zählrate verringern, die auf einen k.ΔE-Bereich entfällt.

Die Koinzidenzauflösezeit mußte mit 2τ = 34,5 ns verhältnismäßig groß gewählt werden, damit keine Koinzidenzverluste eintraten.

Während der Messung wurde zweimal täglich das ß-Spektrum und die γ-Eichung auf Konstanz kontrolliert und nötigenfalls der Verstärkungsfaktor nachgeregelt. Die Abweichungen blieben in den meisten Fällen unter 1%. Die Zwischenwerte wurden jeweils auf Lochstreifen ausgegeben. Die reine Meßzeit betrug zwischen 330 und 440 Stunden pro Winkelstellung, für den Nulleffekt zwischen 100 und 140 Stunden.

Tabelle 1 gibt ein Bild, welche Zählraten dabei auftraten. Für die Normierung wurde hin und wieder das ß-Einzelspektrum aufgenommen.

Tabelle 1 Integrale Zählraten

Winkel	Koinzidenzen	zufällige Koinzidenzen	Nulleffekt
$22,5^{o}$	3,63	o,42	o,16 /min
30^{o}	2,91	o,39	o,o8 /min
90^{o}	o,70	o,40	o,o17/min

4. Auswertung

4.1. Auswertung und Entfaltung

Der Gang der Auswertung ist schematisch in Abb. 3 dargestellt. Die einzelnen Spektren werden aufsummiert, die zufälligen Koinzidenzen^{+} und der Nulleffekt$^{\circ}$ abgezogen. Als Beispiel zeigt Abb.4 das so gewonnene Spektrum für 22,5°.

Aus den Impulshöhenspektren M(h) muß nun die Energieverteilung S(k,..) der IB bestimmt werden. Für eine feste γ-Energie k erhält man die bekannte Form mit Photopeak, Comptonverteilung und Rückstreuung, X(h,k). Dazu ist noch die Nachweiswahrscheinlichkeit w(k) des NaJ(Tl)-Kristalls und die Absorption a(k) in der Plexiglaswand und Kristallfassung zu berücksichtigen. Für ein kontinuierliches γ-Spektrum ist der Zusammenhang zwischen S(k,..) und M(h) :

$$M(h) = \int X(h,k) \cdot S(k,..) \cdot a(k) \cdot w(k) \cdot dk \qquad (4.1)$$

Die Bestimmung von S(k,..) aus dieser Gleichung wird Entfaltung genannt. Man ersetzt dazu die Integralgleichung durch ein lineares Gleichungssystem und löst dieses z.B. durch ein Iterationsverfahren. Die Ansprechmatrix $X(h_j,k_i)$ muß für jede Meßanordnung individuell aus Vergleichsspektren ermittelt werden. Von LOOS [21] wurde eine Ansprechmatrix für die verwendete Anordnung aufgestellt und Verfahren zur Entfaltung untersucht, die hier verwendet werden konnten.

Die gemessenen Spektren lassen sich jedoch nicht sogleich entfalten. Das Entfaltungsverfahren ist ja so konstruiert, daß es eine δ-Funktion erzeugt, wo das Spektrum einen Buckel aufweist. Dadurch werden kleine Schwankungen in den gemessenen Spektren so stark überhöht, daß das entfaltete Spektrum keine Ähnlichkeit mehr mit dem glatten Verlauf der IB hat. Bisher half man sich so, daß man Spektren mit kleinen statistischen Fehlern an derartigen kritischen Stellen vor dem Entfalteten glättete. Infolge der doppelt-

$^{+}$ mit Präparat, $^{\circ}$ ohne Präparat

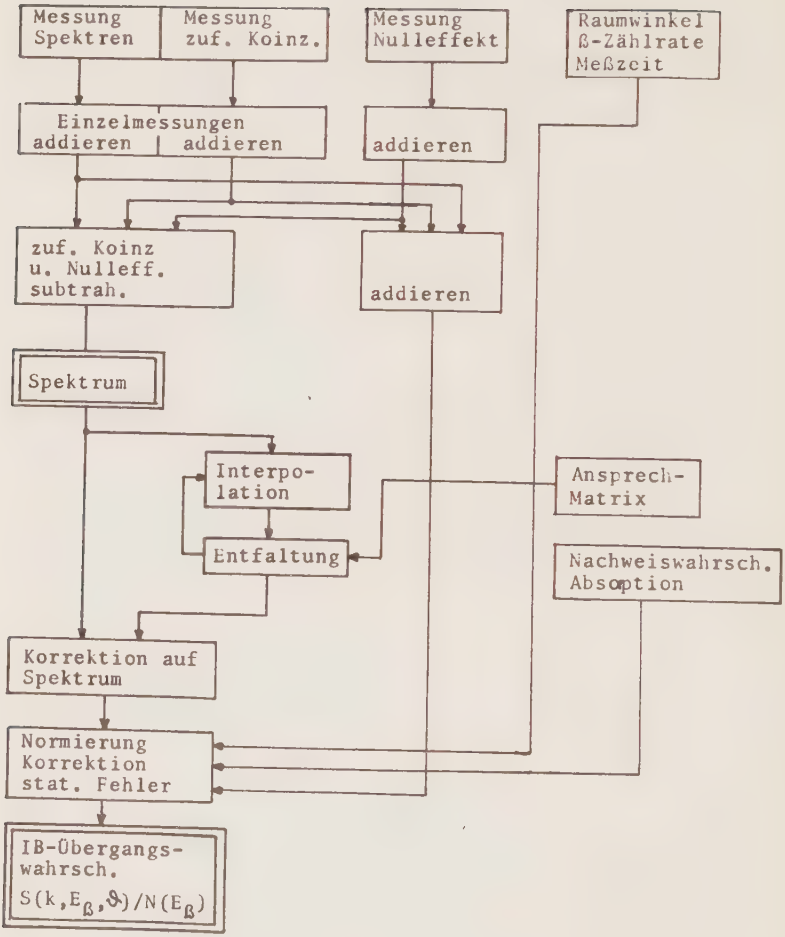


Abb. 3: Schema der Auswertung
Informationsflußdiagramm

Abb. 4: Impulshöhenspektrum der IB von ^{90}Y, 22,5°

differentiellen Messung sind hier aber die Zählraten kleiner und die statistischen Fehler so groß, daß ein solches Vorgehen nicht ohne bedeutende Willkür möglich wäre. Um sie zu vermeiden, wurde die Entfaltung auf einem Umweg durchgeführt.

Zu den gemessenen Spektren M(h) wurden glatte Interpolationskurven F(h) durch ein teils grafisches, teils numerisches Verfahren so konstruiert, daß sie sich an die M(h) möglichst gut anschmiegen, aber monoton abfallen und auch bei der Entfaltung monoton abfallende Werte liefern. Aus den F(h) entstehen durch die Entfaltung neue Verteilungen G(k), mit denen nun die gesuchten Spektren S(k,..) konstruiert werden:

$$S(k,..)\cdot a(k)\cdot w(k) = \frac{M(h)}{F(h)}\cdot G(k) \qquad (4.2)$$

Die Absorption a(k) und die Nachweiswahrscheinlichkeit w(k) sind aus Tabellen von SIEGBAHN [23] berechnet [21].

Zur Rechtfertigung des Verfahrens nach Gleichung (4.2) wurde folgender Versuch gemacht: Zu dem in Abb. 5 gezeigten Spektrum (o) wurde die untere Interpolationskurve wie üblich konstruiert, während eine zweite, obere Interpolationskurve sich mehr von dem Spektrum entfernt. Der relative Unterschied zwischen den beiden Interpolationskurven ist im unteren Teil von Abb. 5 aufgetragen. Die Entfaltung der unteren Interpolationskurve ergibt das oben eingetragene Spektrum (x). Die obere Interpolationskurve wurde ebenfalls entfaltet und nach Gl. (4.2) auf die untere korrigiert. Die Abweichungen der entstehenden Verteilung von der direkten Entfaltung sind im Spektrum nicht erkennbar. Sie sind deshalb im unteren Teil nochmals extra aufgetragen (x). Während sich die Interpolationskurven bis zu 60% unterscheiden, ist der maximal vorkommende Unterschied der entfalteten Spektren nur noch 7%. Dabei werden Abweichungen der Interpolationskurven um mindestens einen Faktor 5 verkleinert.

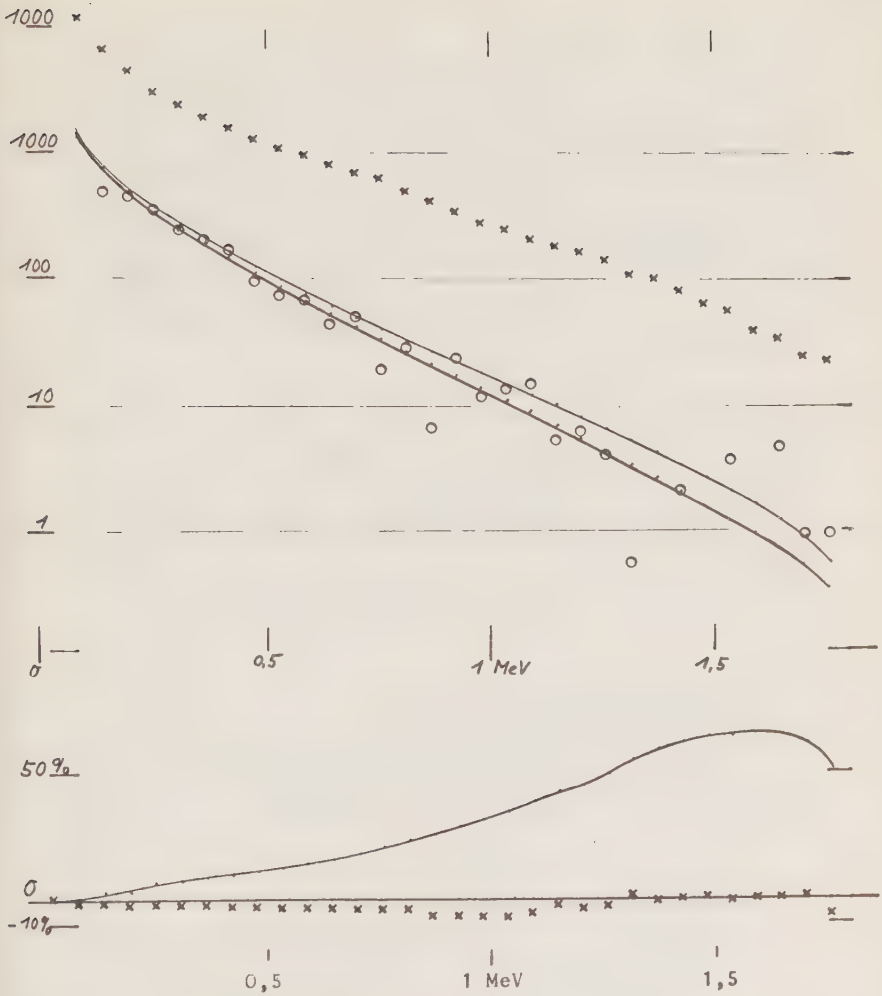


Abb.5: oben: o Beispiel eines IB-Impulshöhenspektrums
— zwei verschiedene Interpolationskurven dazu
x Entfaltung der unteren Interpol.-kurve (eine Dekade verschoben)
Damit praktisch zusammenfallend:
x Entfaltung der oberen Interpol.-kurve, zurückgerechnet auf untere Interpol.-kurve

unten: — rel. Unterschied beider Interpol.-kurven
x relativer Unterschied zwischen direkter Entfaltung mit unterer Interpol.-kurve und Entfaltung nach Gl.(4.2) mit oberer Interpol.-kurve

4.2. Fehlerabschätzung

Der statistische Fehler wurde für jeden Meßpunkt berechnet und in den nachfolgenden Abbildungen mit eingetragen.

Der Raumwinkel des γ-Detektors wurde aus der Geometrie berechnet. Er kann um etwa 5% fehlerhaft sein [17]. Zwischen den Messungen des ß-Einzelspektrums trat an einer Stelle ein Unterschied von 8% auf, sonst lag der Fehler stets unter 4%. Die Fehlergrenze der Absorption und der Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt etwa 1%, unter Umständen auch mehr [21,23].

Aus den obigen Erläuterungen zu Abb. 5 läßt sich entnehmen, daß die Entfaltung meistens mit einem Fehler von unter 5% behaftet ist. Ist dagegen die Interpolationskurve an einzelnen Stellen ungünstig gewählt, oder wenn sich Oszillationen anzeigen, kann auch ein Fehler von 10% nicht ausgeschlossen werden. Zusammengenommen ist mit einem Fehler von 15 bis 20% außer den statistischen Fehlern zu rechnen.

4.3. Theoretische Werte

Für den vorliegenden Fall eines eindeutig einfach verbotenen Übergangs erhält man nach GEBHARDT [13]

$$\phi(k,E,\vartheta)\cdot P(E) = \text{const.}\frac{\alpha}{(2\pi)^2\cdot k}\cdot q^2\cdot(p'^2+q^2)\cdot \tag{4.3}$$

$$\cdot\left\{p\cdot\left[\frac{E^2+(E+k)^2}{E-p\cdot\cos\vartheta} - (E+k)\cdot\left(1+\frac{1}{(E-p\cdot\cos\vartheta)^2}\right)\right]\right. \qquad \text{(KUB)}$$

$$+ \pi\alpha Z\cdot E\cdot\left[\frac{E^2+(E+k)^2}{E-p\cdot\cos\vartheta} - (E+k)\cdot\left(1+\frac{1}{(E-p\cdot\cos\vartheta)^2}\right)\right] \qquad \text{(LF)}$$

$$+ \pi\alpha Z\cdot\frac{p}{p'}\cdot\left[\frac{(2E+k)E'^2+(E(2E+k)+k^2)(E+k)}{E-p\cdot\cos\vartheta}\right. \qquad \text{(FG)}$$

$$\left.\left.-(E'^2+(E+k)^2\cdot\left(1+\frac{1}{(E-p\cdot\cos\vartheta)^2}\right)\right]\right\}$$

Das ß-Spektrum ist dabei

$$P(E) = \text{const.} \cdot (1+\pi\alpha Z \cdot \frac{E}{p}) \cdot q^2 \cdot pE \cdot (p^2+q^2) \qquad (4.4)$$

Die Fermifunktion wird also nur bis zu linearen Gliedern in αZ entwickelt. Für die KUB-Theorie wird Z=0 gesetzt.

Für den Vergleich mit den experimentellen Werten muß die Breite der Intervalle der ß-Energie berücksichtigt werden. Man bildet daher

$$S(k,E_\beta,\vartheta)/N(E_\beta) = \int_{\Delta E} \phi(k,E,\vartheta) \cdot P(E) \cdot dE \Big/ \int_{\Delta E} P(E) \cdot dE \qquad (4.5)$$

Dabei ist die Integration jeweils zu erstrecken über ein Intervall

$$\Delta E : \quad E_i \leq E \leq E_{i+1} \quad \text{und} \quad E \leq E_o - k \,, \qquad (4.6)$$

wobei die E_i die Grenzen der ß-Energiebereiche sind. Die Gleichung (4.5) wurde numerisch ausgewertet mit einer Rechenanlage Z 23.

5. Ergebnisse und Diskussion

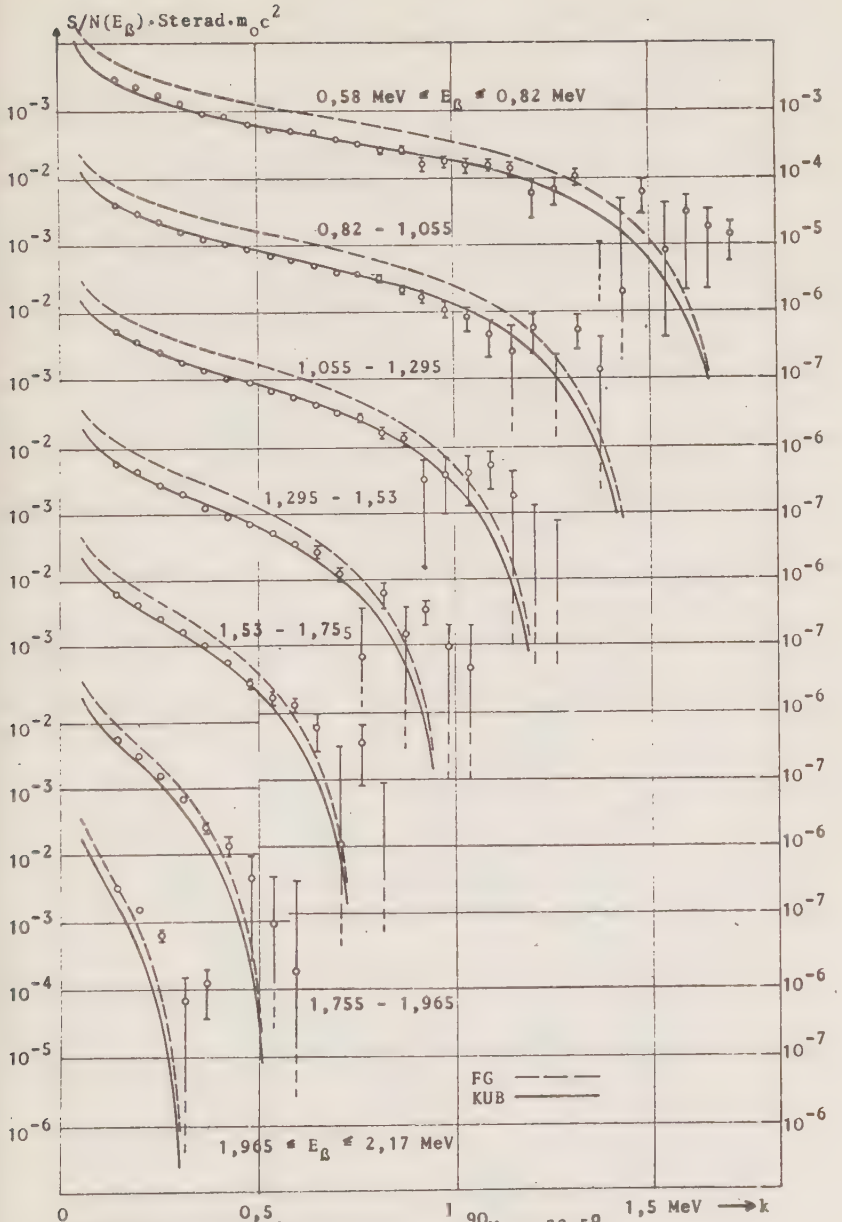
Die Abbildungen 6,7, und 8 zeigen das Ergebnis der Messungen. An den Werten sind die statistischen Fehler angezeichnet. Zum Vergleich sind die theoretischen Werte nach KUB und FG mit eingetragen. Die Kurven zu LF stimmen hier innerhalb der Zeichengenauigkeit mit KUB überein.

Die Meßpunkte passen in weiten Bereichen gut zu den Kurven nach KUB bzw. LF. Sie liegen nur bei den beiden höchsten ß-Energie-Gruppen systematisch über KUB. Das läßt sich dadurch erklären, daß etwa in den Impulshöhenbereich entsprechend ß-Energien von 1,965 MeV bis 2,17 MeV wegen der groben Energieauflösung des ß-Szintillationsdetektors auch Ereignisse mit $E_\beta \leq 1{,}965$ MeV hineinfallen. Da das ß-Spektrum in dieser Gegend steil abfällt, wirkt sich dieser Anteil verhältnismäßig stark aus.

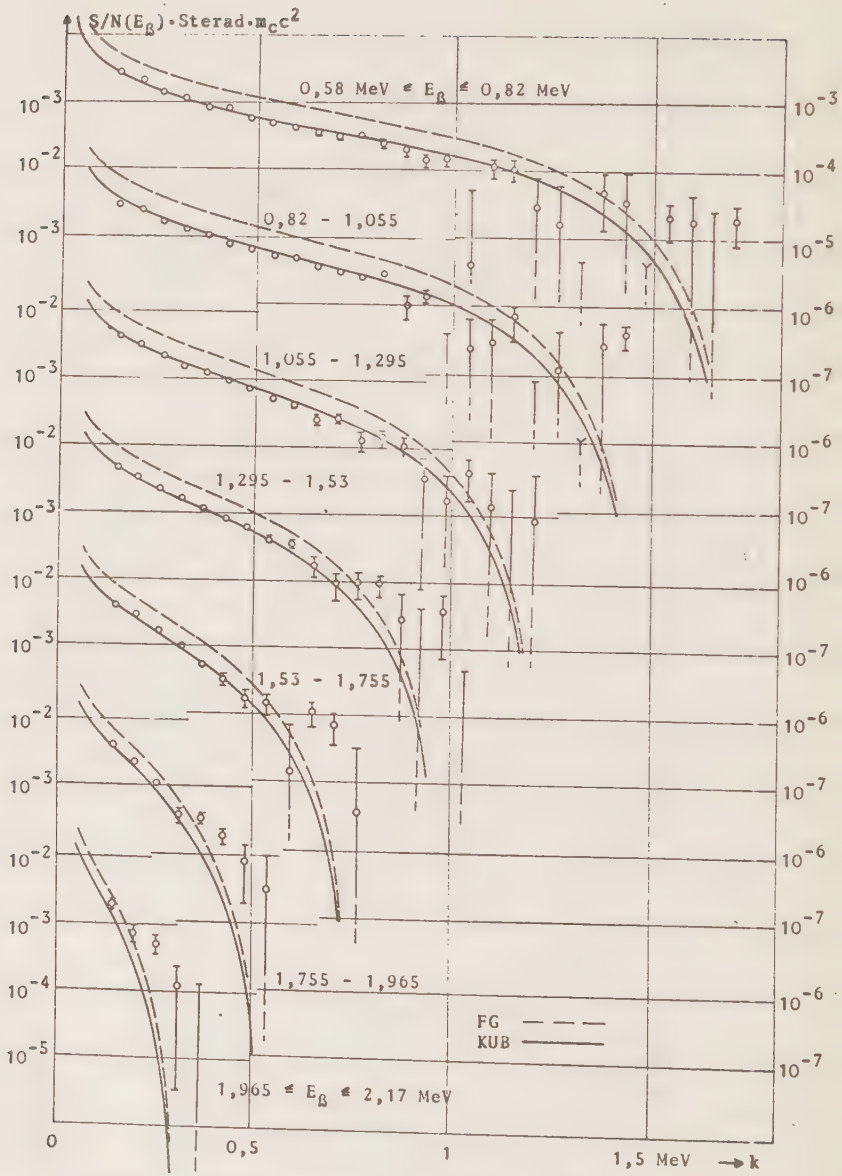
Die gute Übereinstimmung zwischen Meßwerten und KUB bzw. LF hört jeweils gegen Ende eines Spektrums auf, d.h. wo $k+E$ nahezu = E_o wird, bzw. wo die Zählraten klein sind. Wenn nach Subtraktion von zufälligen Koinzidenzen und Nulleffekt nur etwa 10 Impulse in einem Kanal verbleiben (vergl. Abb.6 mit Abb.4), können die Messungen schon von sehr kleinen Störungen beeinflußt werden. Die statistischen Fehler sind dort groß, und wenn die Werte auch KUB nicht mehr bestätigen, können sie doch auch nicht als Bestätigung für die FG-Theorie angesehen werden.

Es bestehen also keine signifikanten Abweichungen zwischen den Meßwerten und den theoretischen Werten nach KUB bzw. LF.

Von früheren Autoren haben PERSSON [18] und LOOS [21] $S(k,\Phi)$ an ^{90}Y gemessen. Unsere Werte lassen sich leicht vergleichen, wenn man vor der Auswertung nach Abschn. 4.1 die zu den einzelnen ß-Energiebereichen gehörenden Spektren zusammenzählt. Abb. 9 zeigt die daraus resultierende Darstellung. Zum Vergleich sind die Werte von LOOS mit eingetragen (nur 22,5°). Bis zu ca. 1 MeV passen seine Werte und die hier bestimmten gut zusammen und zu KUB. Über 1 MeV beginnen die Werte von LOOS von KUB abzuweichen, unsere erst ab 1,2 MeV. Damit setzt sich der Trend fort, der schon bei LOOS z.B. gegenüber HAKEEM und GOODRICH [8] erkennbar war, daß die Messungen mit Verbesserung der Meßtechnik bis zu immer höheren Energien mit KUB bzw. LF übereinstimmen.

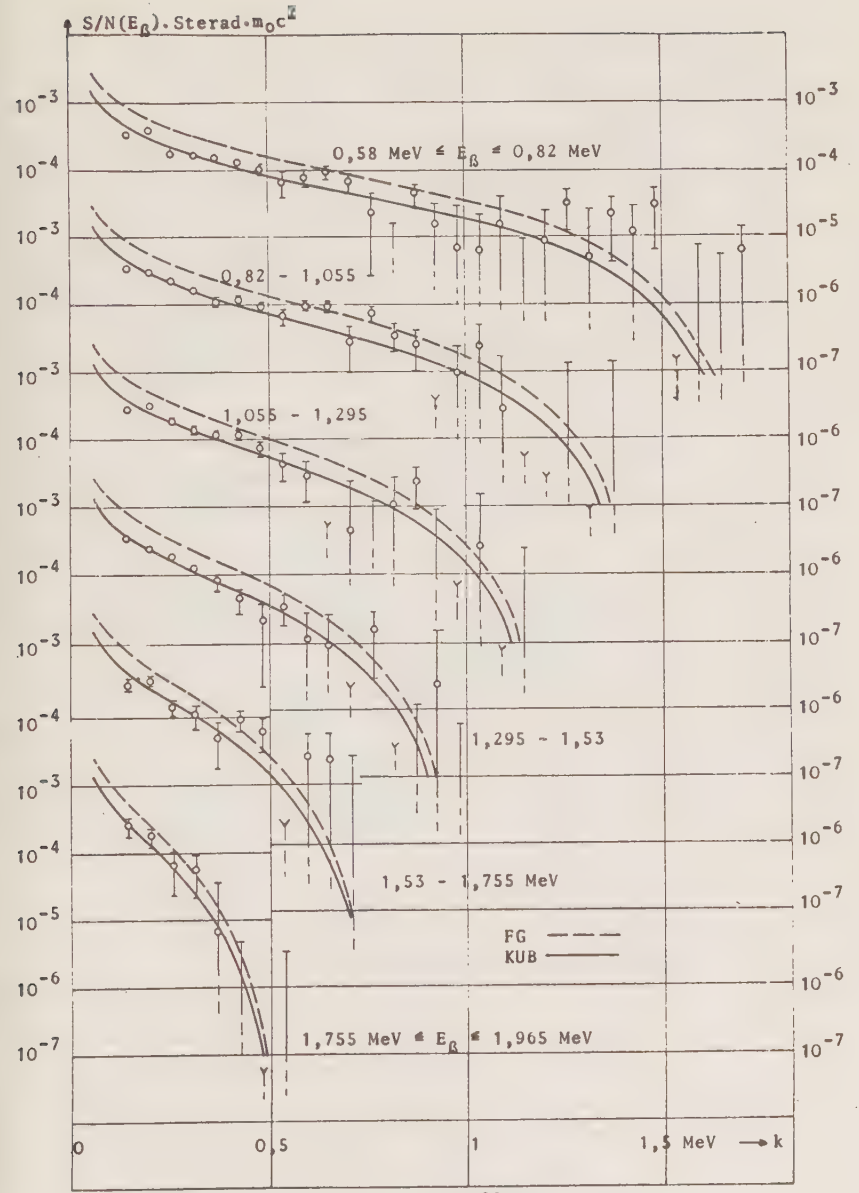


IB-Spektrum $S(k,E_\beta,\vartheta)/N(E_\beta)$;
Abb. 6



IB-Spektrum $S(k,E_\beta,\vartheta)/N(E_\beta)$ ^{90}Y ; 30^o

Abb. 7



IB-Spektrum $S(k,E_\beta,)/N(E_\beta)$ ^{90}Y ; 90^o

Abb. 8

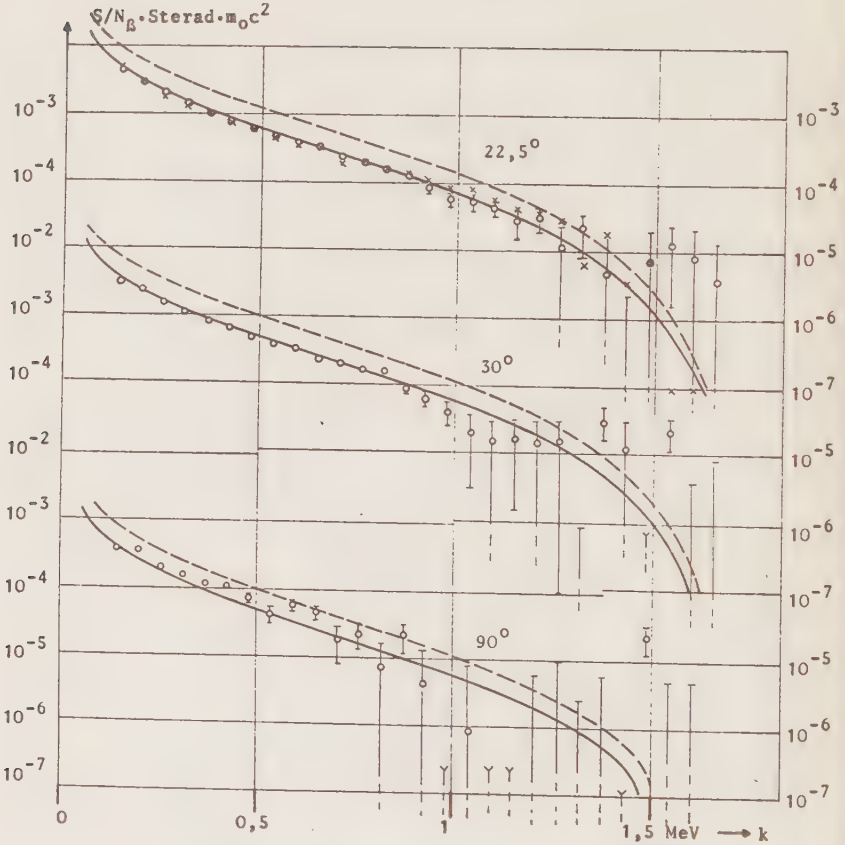


Abb. 9: IB-Spektrum $S(k,\vartheta)/N_\beta$
E_β ≙ 0,58 MeV ^{90}Y

FG ——— ———
KUB ———

x Werte von LOOS[21] (nur 22,5°)

Herrn Prof. Dr. R. Fleischmann danke ich für die wohlwollende Förderung und Unterstützung dieser Arbeit.

Herr Dr. W. Kreische trug durch nützliche Hinweise zu dieser Arbeit bei. Ihm und den Herren Dipl.-Phys. W. Lampert und Dipl.-Phys. G. Loos danke ich für ihre Hilfe bei der Betreuung der Apparatur während der langen Messungen.

Von Herrn G. Loos konnte ich einige Programme bei der Auswertung verwenden. Dem Mathematischen Institut danke ich für die Möglichkeit, die Rechenanlage Z 23 zu benutzen.

Die Arbeit wurde durch Mittel des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung gefördert.

Literaturverzeichnis:

1) J.K.Knipp u. G.E.Uhlenbeck: Physica 3, 425 (1936)
2) F.Bloch: Phys. Rev. 50, 272 (1936)
3) C.S.W.Chang u. P.L.Falkoff: Phys. Rev. 76, 365 (1949)
4) R.R.Lewis jr. u. G.W.Ford: Phys. Rev. 107, 756 (1957)
5) L.Madansky u. F.Rasetti: Phys. Rev. 83, 187 (1951)
P.Bolgiano, L.Madansky, F.Rasetti: Phys.Rev. 89,679 (1953)
A. Michalowicz: J. de Phys. et le Rad. 15, 156 (1954)
6) T.B.Novey: Phys. Rev. 89, 672 (1953)
7) M.Goodrich u. W.B.Payne: Phys. Rev. 94, 405 (1954)
8) M.A.Hakeem u. M.Goodrich: Nucl.Phys. 31, 322 (1962)
9) K.Liden u. M.Starfelt: Phys. Rev. 97, 419 (1955),
Phys. Rev. 97, 708 (1955)
10) H.Langevin-Joliot: Ann. de Phys. 2, 16 (1957)
11) J.K.Bienlein u. F.Pleasonton: Nucl. Phys. 68, 17 (1965)
12) G.Felsner: Zeitschr. f. Phys. 174, 43 (1963)
13) D.Gebhardt: Diplomarbeit Erlangen (1963)
14) W.Kreische: Zeitschr. f. Phys. 177, 274 (1964)
15) B.Persson u. S.A.E.Johansson: Nucl. Phys. 12, 432 (1959)
16) J.E.Thun, B.G.Persson, K.Siegbahn:Nucl.Phys.18,131 (1960)
17) J.K.Bienlein, G.Graf, W.Kreische, W.Lampert, G.Loos:
in Vorbereitung für Nucl. Phys.
18) B.Persson: Nucl.Phys. 55, 49 (1964)
19) B.Persson: Nucl.Phys. 67,121 (1965)
20) W.Lampert: Diplomarbeit Erlangen (1965)
21) G.Loos: Diplomarbeit Erlangen (1965)
22) R.E.Bell: Nucl. Instr. and Meth. 12, 199 (1961)
23) K.Siegbahn: ß- and γ-Ray Spectroscopy (1955)

Lebenslauf

Ich wurde am 6.Juni 1930 in Dresden geboren als Sohn des Bibliotheksdirektors Dr. Hans Trebst und der Gewerbelehrerin Margarete Trebst, geb. Siedersleben. 1935 starb mein Vater an den Folgen eines Leidens aus dem 1. Weltkrieg. Von 1937 bis 1941 besuchte ich die Volksschule, ab 1941 das Vitzthum-Gymnasium Dresden. Bei den Luftangriffen auf Dresden am 13./14. Februar 1945 wurden wir total ausgebombt. Wir gingen daraufhin nach Bernburg/Saale. Nach Wiedereröffnung der Schulen besuchte ich die dortige Oberschule für Jungen, an der ich 1948 die Reifeprüfung ablegte.

Da Bewerbungen zum Studium bei den Universitäten Halle, Leipzig und Berlin erfolglos blieben, nahm ich zunächst eine Stelle als Elektro-Installateur-Lehrling an. 1949 verließ ich Bernburg und fand in Heidelberg eine Arbeitsstelle als Hilfsarbeiter in einem chemischen Labor der Fa. Osram.

Ende 1950 wurde ich zum Studium der Physik an der Universität Heidelberg zugelassen. In den Semesterferien arbeitete ich als Werkstudent für meinen Lebensunterhalt. Von 1954/55 bis 1957 fertigte ich im Institut für Physik des Max-Plank-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg, unter Professor Dr.W. Bothe eine Diplomarbeit über Elektronenstreuung an. 1958 legte ich die Diplom-Prüfung in Physik ab.

Seit 1958 gehöre ich dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg zunächst als wissenschaftliche Hilfskraft, später als wissenschaftlicher Mitarbeiter mit den Aufgaben und Bezügen eines Verwalters einer wissenschaftlichen Assistentenstelle an.
In dieser Zeit fertigte ich auch unter Professor Dr. R. Fleischmann die vorliegende Arbeit an.

Offsetdruck + Fotodruck
- J. Hogl, Erlangen, Brüxer Straße 9, (Nähe Röthelheimbad) Telefon 15336 -

Offsetdruck + Fotodruck
– J. Hogl, Erlangen, Brüxer Straße 9, (Nähe Röthelheimbad) Telefon 15336 –